

На правах рукописи



САЙФУТДИНОВ АЛМАЗ ИЛЬГИЗОВИЧ

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОДОЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ТЛЕЮЩЕГО
РАЗРЯДА С УЧЕТОМ НЕЛОКАЛЬНОСТИ ИОНИЗАЦИОННЫХ
ПРОЦЕССОВ**

Специальность

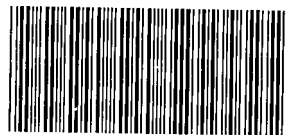
01.02.05. – Механика жидкости, газа и плазмы

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

25 АПР 2013

Уфа 2013



005057817

Работа выполнена в
ФГБОУВПО «Казанский национальный исследовательский технический
университет им.А.Н.Туполева – КАИ» (КНИТУ-КАИ)
на кафедре общей физики

- Научный руководитель: Тимеркаев Борис Ахунович,
доктор физико-математических наук,
профессор, ФГБОУ ВПО «КНИТУ-КАИ»,
заведующий кафедрой общей физики.
- Официальные оппоненты: Шайхитдинов Рамиль Зайниевич,
доктор физико-математических наук,
профессор, ФГБОУ ВПО «Башкирский
государственный университет»,
профессор кафедры физической
электроники и нанофизики.
- Киреев Радик Маратович,
кандидат технических наук, ФГБОУ ВПО
«Уфимский государственный
авиационный
технический университет», доцент
кафедры
технологии машиностроения.
- Ведущая организация: ФГАОУ ВПО "Казанский
(Приволжский) федеральный университет"

Защита состоится « 16 » мая 2013 г. в 15⁰⁰ часов на заседании
диссертационного совета Д 212.013.09 при ФГБОУ ВПО «Башкирский
государственный университет» по адресу: 450074, г Уфа, ул.Заки Валиди,
32, физико-математический корпус, ауд. 216.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФГБОУ ВПО
«Башкирский государственный университет».

Автореферат разослан « 12 » апреля 2013 г.

Отзывы и замечания по автореферату в двух экземплярах, заверенные
печатью, просьба высылать по адресу: 450074, г. Уфа, ул. Заки Валиди, 32,
Диссертационный совет Д 212.013.09

Ученый секретарь
диссертационного совета,
доктор технических наук



Ковалева Л.А.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

Тлеющий разряд (ТР) в настоящее время широко применяется в газовых лазерах, в различных промышленных установках и бытовых приборах.

Однако с 80-х годов двадцатого столетия существует нерешенная проблема, которая заключается в построении непротиворечивой теоретической модели тлеющего разряда, описывающей наблюдаемые экспериментальные факты. В первую очередь это относится к приэлектродным областям. Именно они играют ключевую роль в формировании и горении разрядов. В связи с этим построение теории тлеющего разряда, описывающей основные физические процессы в приэлектродных областях и удовлетворительно согласующейся с известными экспериментальными фактами, является чрезвычайно важной задачей как с точки зрения понимания физики газовых разрядов, так и с точки зрения создания новых приборов и устройств.

На сегодняшний день в литературе имеется множество публикаций, посвященных различным моделям ТР. Огромный вклад в изучение ТР был внесен такими учеными, как Энгель А. и Штеенбек М., Грановский В.Л., Райзер Ю.П., Цендин Л.Д., Кудрявцев А.А., Смирнов А.С., Суржиков С.Т., Исламов Р.Ш., Высыкайло Ф.И., Напартович А.П. и др.

Однако до сих пор бо́льшая часть гидродинамических моделей, которая позволяет сравнительно быстро оценить распределение параметров плазмы в разряде, основывается на классической модели Энгеля-Штеенбека. В ней скорость ионизации зависит от локального значения напряженности электрического поля. При таком подходе в результате моделирования не выявляются области отрицательного свечения (ОС) и фарадеева темного пространства (ФТП), то есть катодный слой (КС) непосредственно переходит в положительный столб (ПС). Такая картина явно противоречит экспериментальным наблюдениям. В частности, это выражается в том, что интенсивная ионизация наблюдается в тех областях разряда, где напряженность поля относительно невелика (ОС и ФТП). Локальные модели ТР и основанные на них теоретические расчеты по распределению параметров вдоль разрядного промежутка приводят к существенным отличиям полученных результатов от экспериментальных данных.

Таким образом, создание теории тлеющих разрядов и построение моделей, учитывающих реальные физические процессы, основанные на нелокальной зависимости ионизационных процессов от напряженности электрического поля, является актуальным направлением развития современной физики газового разряда.

Постановка цели и задачи работы

Цель работы состоит в создании физико-математической модели продольной структуры тлеющего разряда на основе гидродинамического приближения для потоков электронов и ионов в электрическом поле, которая бы адекватно описывала прикатодную область разряда, включая области ОС и ФТП.

Предстояло выполнить следующие задачи:

1. Сформулировать дрейфовую модель тлеющего разряда с учетом нелокальной зависимости скорости ионизации от напряженности электрического поля с помощью «предыстории» набора электронами энергии на длине ионизационного пробега.

2. Провести численные эксперименты по исследованию влияния нелокального электрического поля в скорости ионизации на параметры плазмы тлеющего разряда в дрейфовом приближении.

3. Сформулировать диффузионно-дрейфовую модель тлеющего разряда с учетом нелокальной зависимости коэффициента Таунсенда от напряженности электрического поля с помощью «предыстории» набора электронами энергии на длине ионизационного пробега.

4. Предложить метод численного решения системы уравнений диффузионно-дрейфовой модели тлеющего разряда, который ограничивает возможность возникновения «счетной» диффузии. Провести численные эксперименты по изучению влияния продольной диффузии зарядов на параметры плазмы разряда.

5. Провести зондовые эксперименты по исследованию распределения потенциала вдоль оси разрядной камеры и сравнить их с результатами численного решения.

Научная новизна диссертационной работы

1. Сформулирована дрейфовая модель тлеющего разряда, учитывающая нелокальную зависимость скорости ионизации от напряженности электрического поля. Система уравнений модели сведена к нелинейному дифференциальному уравнению второго порядка относительно квадрата напряженности электрического поля с линейными граничными условиями на катоде и аноде.

2. В результате численного решения дифференциального уравнения второго порядка относительно квадрата напряженности электрического поля получены распределения концентрации электронов, ионов и напряженности электрического поля в рамках гидродинамической модели с явно выраженными областями ОС и ФТП. Выявлено, что именно учет нелокальной зависимости коэффициента Таунсенда от напряженности электрического поля позволяет описать образование областей ОС и ФТП.

3. Для исследования влияния продольной диффузии предложена диффузионно-дрейфовая модель тлеющего разряда, учитывающая нелокальную зависимость коэффициента Таунсенда от напряженности электрического поля. Уравнения модели решены с помощью модифицированного метода продолжения решения по параметру, который позволяет исключить влияние «счетной диффузии».

4. Исследовано влияние продольной диффузии на распределение параметров плазмы тлеющего разряда в рамках моделей разряда с учетом локальной и нелокальной зависимостями коэффициента Таунсенда от напряженности электрического поля.

Практическая ценность работы

Результаты работы являются важным шагом в глубоком понимании физических процессов в тлеющем разряде. Полученные результаты имеют

практическую ценность при проектировании плазменных устройств для нанесения покрытий, при разработке плазмохимических реакторов, газоразрядных источников света, газовых лазеров и позволяют прогнозировать и оптимизировать параметры различных устройств электроники.

Достоверность научных результатов

Достоверность теоретических результатов обусловлена корректностью использованного математического аппарата, соответствием полученных результатов результатам известных экспериментальных работ, а также собственным экспериментальным результатам. Достоверность последних, в свою очередь, обеспечивается применением аттестованных измерительных приборов высокого класса точности на стабильно функционирующей установке с хорошей повторяемостью результатов и расчетом погрешностей с применением методов математической статистики.

Реализация основных положений диссертаций

Основные положения диссертации, а также расчетные программы, реализующие численные методы решения уравнений моделей тлеющего разряда, используются в проектировании разрядных устройств для плазмохимических технологий в КНИТУ-КАИ, ЗАО «Ферри-Ватт», Татарском республиканском центре новых технологий – «НУР».

Рекомендации по использованию результатов исследования

Модели разряда с нелокальной зависимостью скорости ионизации от напряженности электрического поля рекомендуется использовать в научных исследованиях и практических приложениях, связанных с тлеющим разрядом, а также в учебном процессе по направлениям «физика», «физика плазмы» во всех высших учебных учреждениях.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Дрейфовая модель тлеющего разряда, учитывающая нелокальную зависимость скорости ионизации от напряженности электрического поля и позволяющая корректно описать основные параметры тлеющего разряда, включая область ОС и ФТП.

2. Диффузионно-дрейфовая модель, учитывающая нелокальную зависимость коэффициента Таунсенда от напряженности электрического поля и позволяющая исследовать роль продольной диффузии зарядов вдоль тока во всех областях разряда, включая области ОС и ФТП.

3. Метод продолжения решения по параметру применительно к дифференциальному уравнению второго порядка относительно квадрата напряженности электрического поля, полученному из уравнений дрейфовой модели, с линейными граничными условиями на катоде и аноде, а также к системе дифференциальных уравнений диффузионно-дрейфовой модели.

4. Результаты численного исследования подобных по параметрам (pL) тлеющих разрядов при средних (30 Торр) и низких (1 Торр) давлениях.

Апробация работы

Основные результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на Международных молодежных научных конференциях XVIII, XIX и XX «Туполевские чтения» (Казань, 2010, 2011, 2012 гг.), на Одиннадцатой

международной научно-практической конференции «Фундаментальные и прикладные исследования, разработка и применение высоких технологий в промышленности» (Санкт-Петербург, 2011), на Всероссийской (с международным участием) конференции «Физика низкотемпературной плазмы» (Петрозаводск, 2011), на Международной конференции “Plasma physics and plasma technology”, (Минск, 2012), а также на научных семинарах кафедры общей физики КНИТУ–КАИ в 2009-2012 годах.

Публикации

По теме диссертации опубликовано 10 научных работ. Из них: 7 – статьи и тезисы докладов в материалах международных и всероссийских конференций, 3 статьи в рецензируемых журналах, рекомендованных ВАК для публикации основных результатов диссертации.

Структура и объем работы

Диссертационная работа состоит из введения, 4 глав, выводов, библиографического списка использованной литературы, включающего 149 наименований. Полный объем составляет 124 страницы машинописного текста, включая 6 таблиц и 30 рисунков.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована основная цель исследования, поставлены задачи, показаны научная новизна и практическая ценность полученных результатов, приведена структура диссертации.

В первой главе диссертации приводится обзор литературы, посвященный теоретическим моделям тлеющего разряда. Подробно описаны модели А. Энгеля и М. Штеенбека, А.Л. Ворда, Ю.П. Райзера и др., посвященные описанию разрядного промежутка, а также модели, посвященные описанию областей ОС и ФТП, в частности, модель Вильгельма и Кинда (J. Wilhelm, W. Kind).

Приводится ряд гибридных моделей тлеющего разряда. Особое внимание уделено нелокальным моделям Г.Ю. Даутова, Б.А. Тимеркаева и А.А. Кудрявцева, Л.Д. Цендина, А.В. Морина.

Во второй главе диссертации сформулирована дрейфовая модель тлеющего разряда, которая учитывает нелокальную зависимость скорости ионизации от напряженности электрического поля с помощью «предыстории» набора электронами энергии на длине ионизационного пробега за счет неупругих столкновений.

Прикатодная область ТР характеризуется резко неоднородным распределением напряженности электрического поля. Двигаясь в таком поле, электрон набирает энергию, которая отлична от энергии, соответствующей локальному значению напряженности электрического поля $E(x)$ и должна быть не меньше пройденной им разности потенциалов, то есть ионизационные процессы, должны превосходить равновесные значения, соответствующие локальному полю $E(x)$. Исходя из вышесказанного, скорость ионизации $Q(x)$ определена, как функция от среднего значения напряженности электрического

поля E^* на длине ионизационного пробега электрона. Такая зависимость подтверждается анализом кинетического уравнения для функции распределения электронов в неоднородном электрическом поле.

Считая, аналогично работам А. Энгеля и М. Штеенбека и др., что в прикатодной области распределение напряженности электрического поля имеет линейный вид, выражение для E^* записано в виде:

$$E^* = E - \frac{dE}{dx} \frac{\lambda_{ion}}{2}. \quad (1)$$

При таком определении ионизационная способность электрона в точке с координатой x будет определяться не локальным полем $E(x)$, а полем в точке с координатой $x - \lambda_{ion}/2$, т.е. будет учитываться набор энергии электроном на длине пробега перед столкновением с нейтральной частицей.

Таким образом, выражение для скорости ионизации имеет вид:

$$Q(x) = \alpha_{ion}^* n_e v_e^*. \quad (2)$$

Здесь

$$\alpha_{ion}^* = A p \exp\left(-\frac{Bp}{E^*}\right), \quad v_e^* = \mu_e \cdot E^*, \quad (3)$$

где α_{ion}^* , v_e^* – коэффициент Таунсенда и дрейфовая скорость электронов, зависящие от нелокального значения напряженности электрического поля, n_e , μ_e – концентрация и подвижность электронов, соответственно, p – давление, A , B – константы.

Рассмотрены два приближения для длины пробега электрона между ионизационными столкновениями. В первом случае она определена как средняя длина свободного пробега:

$$\lambda_{ion} = \frac{1}{\sqrt{2}\sigma_i N}, \quad (4)$$

где $N = p/kT$ – концентрация нейтральных частиц при температуре T , σ_i – сечение однократной ионизации (сечение неупругого столкновения электрона с нейтральной частицей). Для сечения ионизации использовалось эффективное значение $\sigma_i \cong 10^{-17} \text{ см}^2$, а также аппроксимация, пригодная для использования в широком диапазоне энергий:

$$\sigma_i = \frac{n_v \varepsilon_{ion}^2}{q_e^4} \frac{10(w - \varepsilon_{ion})}{w(w - 8\varepsilon_{ion})}, \quad (5)$$

где n_v – число валентных электронов, w – энергия электрона, ε_{ion} – энергия ионизации.

Во втором случае, предполагая, что до набора электроном энергии, достаточной для ионизации нейтральной частицы газа, столкновения носят упругий характер, длина пробега электрона определена расстоянием, на котором он набирает энергию, соответствующую потенциалу ионизации нейтральных

частиц газа, $\varphi_{ion} = \varphi_1 - \varphi_2 = E \cdot \lambda_{ion}$. Здесь $\varphi_1 - \varphi_2$ – разность потенциалов в точках 1 и 2, находящихся друг от друга на расстоянии λ_{ion} . Поэтому

$$\lambda_{ion} = \lambda(E) = \frac{\varphi_{ion}}{E}, \quad (6)$$

Таким образом, система уравнений дрейфовой модели тлющего разряда, учитывающая нелокальную зависимость скорости ионизации от напряженности электрического поля и включающая уравнения непрерывности для электронного и ионного токов, а также уравнение Пуассона, записано в виде:

$$\frac{dj_e}{dx} = \alpha_{ion}^* q_e n_e \mu_e \left(E - \frac{dE}{dx} \frac{\lambda_{ion}}{2} \right) - q_e \beta n_e n_p, \quad (7)$$

$$-\frac{dj_p}{dx} = \alpha_{ion}^* q_e n_e \mu_e \left(E - \frac{dE}{dx} \frac{\lambda_{ion}}{2} \right) - q_e \beta n_e n_p, \quad (8)$$

$$\frac{dE}{dx} = \frac{q_e}{\varepsilon_0} (n_e - n_p). \quad (9)$$

Здесь: n_p и μ_p – концентрация и подвижность положительно заряженных ионов, соответственно; q_e – заряд электрона; ε_0 – электрическая постоянная; β – коэффициент электронно-ионной рекомбинации. Электронный j_e и ионный j_p токи определяются как:

$$j_e = q_e n_e v_e = q_e n_e \mu_e E, \quad j_p = q_e n_p v_p = q_e n_p \mu_p E. \quad (10)$$

Граничные условия на катоде и аноде определены, исходя из того, что у катода происходят процессы вторичной электронной эмиссии, а у анода ток полностью переносится электронами:

$$j_e|_0 = \frac{j_0}{(\gamma + 1)}, \quad j_e|_L = j_0, \quad (11)$$

где γ – коэффициент вторичной электронной эмиссии с катода.

Учитывая, что полная плотность тока сохраняется, то есть $j_e + j_p = j_0 = const$, система сведена к нелинейному дифференциальному уравнению второго порядка, которое удобнее рассматривать относительно E^2 :

$$\begin{aligned} & \left(\frac{d^2 E^2}{dx^2} \right) + \frac{\alpha_{ion}^* \lambda_{ion}}{4 E^2} \left(\frac{dE^2}{dx} \right)^2 + \frac{\alpha_{ion}^* j_0 \lambda_{ion}}{2 \varepsilon_0 \mu_p E^2} \left(\frac{dE^2}{dx} \right) - \frac{\beta \varepsilon_0}{2 q_e (\mu_e + \mu_p) E^2} \left(\frac{dE^2}{dx} \right)^2 + \\ & + \left(\frac{\beta j_0 (\mu_p - \mu_e)}{q_e \mu_e \mu_p (\mu_e + \mu_p) E^2} - \alpha_{ion}^* \right) \left(\frac{dE^2}{dx} \right) - \frac{2 \alpha_{ion}^* j_0}{\varepsilon_0 \mu_p} + \frac{2 \beta j_0^2}{q_e \varepsilon_0 \mu_e \mu_p (\mu_e + \mu_p) E^2} = 0. \end{aligned} \quad (12)$$

Граничные условия на катоде и аноде, соответственно, при этом преобразуются к линейному виду:

$$\left. \frac{dE^2}{dx} \right|_0 = \frac{2 j_0 \cdot (\gamma \mu_p - \mu_e)}{\varepsilon_0 \mu_e \mu_p (\gamma + 1)}, \quad \left. \frac{dE^2}{dx} \right|_L = \frac{2 j_0}{\varepsilon_0 \mu_e}. \quad (13)$$

Для удобства записи, введя обозначения для констант:

$$Z = E^2, C_1 = \frac{2\beta j_0^2}{q_e \varepsilon_0 \mu_e \mu_p (\mu_e + \mu_p)}, C_2 = \frac{2j_0}{\varepsilon_0 \mu_p}, C_3 = \frac{\beta j_0 (\mu_p - \mu_e)}{q_e \mu_e \mu_p (\mu_e + \mu_p)},$$

$$C_4 = \frac{j_0 \lambda_{ion}}{2\varepsilon_0 \mu_p}, C_5 = \frac{\beta \varepsilon_0}{2q_e (\mu_e + \mu_p)}, C_6 = \frac{\lambda_{ion}}{4}.$$

уравнение (12) переписывается в виде:

$$\left(\frac{d^2 Z}{dx^2} \right) = - \left(\frac{\alpha_{ion}^* C_6}{Z} - \frac{C_5}{Z} \right) \left(\frac{dZ}{dx} \right)^2 - \left(\frac{C_3}{Z} + \frac{\alpha_{ion}^* C_4}{Z} - \alpha_{ion}^* \right) \left(\frac{dZ}{dx} \right) - \left(\frac{C_1}{Z} - \alpha_{ion}^* C_2 \right). \quad (14)$$

Для решения уравнения (14) с граничными условиями (13) применен метод продолжения решения по параметру с совместным применением метода квазилинеаризации Ньютона-Канторовича. Поскольку правую часть (14) можно представить в виде:

$$f(Z', Z) = \sum_{i=1}^2 (Z')^i f_i(Z) - \left(\alpha_{ion}^* C_4 - \frac{C_2}{Z} \right),$$

где

$$f_1(Z) = - \left(\frac{C_3}{Z} + \frac{\alpha_{ion}^* C_4}{Z} - \alpha_{ion}^* \right), f_2(Z) = - \left(\frac{\alpha_{ion}^* C_6}{Z} + \frac{C_5}{Z} \right),$$

вводится вспомогательная функция с параметрами ε_i :

$$f(Z', Z, \varepsilon_1, \varepsilon_2) =$$

$$= -\varepsilon_2 \left(\frac{\alpha_{ion}^* C_6}{Z} + \frac{C_5}{Z} \right) \left(\frac{dZ}{dx} \right)^2 - \varepsilon_1 \left(\frac{C_3}{Z} + \frac{\alpha_{ion}^* C_4}{Z} - \alpha_{ion}^* \right) \left(\frac{dZ}{dx} \right) - \left(\frac{C_1}{Z} + \alpha_{ion}^* C_2 \right), \quad (15)$$

где $0 \leq \varepsilon_i \leq 1, i=1, 2$. Тогда

$$F(Z', Z, 0, 0) = \frac{C_1}{Z} + \alpha_{ion}^* C_2, F(Z', Z, 1, 1) = f(Z', Z).$$

Введение в исходную нелинейную краевую задачу вспомогательных параметров $\varepsilon = \{\varepsilon_1, \varepsilon_2\}$, где каждое $\varepsilon_i, i=1, 2$ принимает дискретное множество значений $\varepsilon_{ij} = j h_i, h_i = 1/(N_i - N_{i-1}), N_{i-1} \leq j \leq N_i, N_0 = 0$, позволяет расширить область сходимости метода квазилинеаризации.

Для решения исходной задачи был сделан переход к последовательности краевых задач:

$$\left(\frac{d^2 Z_i}{dx^2} \right) = F \left(Z'_i, Z_i, \frac{i}{N}, 0 \right), \quad \left(\frac{d^2 Z_i}{dx^2} \right) = F \left(Z'_i, Z_i, 1, \frac{i - N_1}{N_2 - N_1} \right),$$

$$\frac{dZ_i}{dx} \Big|_0 = \frac{2j_0 \cdot (\gamma \mu_p - \mu_e)}{\varepsilon_0 \mu_e \mu_p (\gamma + 1)}, \quad \frac{dZ_i}{dx} \Big|_0 = \frac{2j_0 \cdot (\gamma \mu_p - \mu_e)}{\varepsilon_0 \mu_e \mu_p (\gamma + 1)}, \quad (16)$$

$$\frac{dZ_i}{dx} \Big|_L = \frac{2j_0}{\varepsilon_0 \mu_e}, \quad \frac{dZ_i}{dx} \Big|_L = \frac{2j_0}{\varepsilon_0 \mu_e},$$

$$i = 0, 2, \dots, N_1, \quad N_1 + 1 \leq i \leq N_2,$$

каждая из которых решается методом квазилинеаризации, причем в качестве нулевого приближения при отыскании $Z_i(x)$ используется $Z_{i-1}(x)$.

Таким образом, найденное решение задачи

$$\left(\frac{d^2 Z_{N_2}}{dx^2} \right) = F(Z'_{N_1}, Z_{N_1}, 1, 1), \quad \left. \frac{dZ_{N_2}}{dx} \right|_0 = \frac{2j_0 \cdot (\gamma\mu_p - \mu_e)}{\varepsilon_0 \mu_e \mu_p (\gamma + 1)}, \quad \left. \frac{dZ_{N_2}}{dx} \right|_L = \frac{2j_0}{\varepsilon_0 \mu_e} \quad (17)$$

является численным решением исходной краевой задачи.

Для решения линеаризованной граничной задачи, получаемой из (15) применением метода квазилинеаризации, отрезок интегрирования разбивался на интервалы с помощью преобразующей функции, симметрично сгущающейся вблизи электродов. Аппроксимируя линеаризованное уравнение и граничные условия с помощью конечно-разностных схем с центральными и односторонними разностями, соответственно, был сделан переход от дифференциальной задачи к разностной, которая решалась с помощью метода прогонки.

Для примера расчета предполагалось, что тлеющий разряд поддерживается в аргоне между параллельными пластинами, расположенными на расстоянии $L=2$ см при давлении $p=7$ Торр и плотности тока на электродах $j_0=10.5$ мА/см². Результаты решения представлены на рис. 1 и 2.

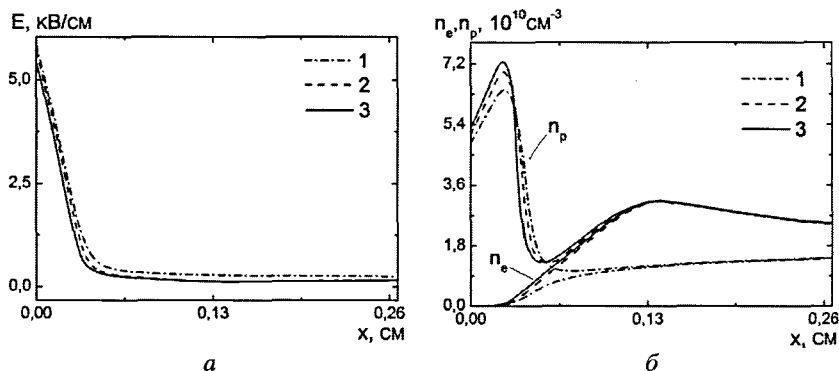


Рис. 1. Продольное распределение *a* – напряженности электрического поля и *б* – концентраций заряженных частиц в тлеющем разряде в аргоне;

1 – локальная зависимость скорости ионизации от напряженности электрического поля, 2 – нелокальная зависимость коэффициента Таунсенда от напряженности электрического поля, 3 – нелокальная зависимость скорости ионизации от напряженности электрического поля. Длина ионизационного пробега определялась по (6).

Из приведенных на рисунках графиках видно, что полученные решения описывают классическую экспериментальную картину распределения параметров плазмы тлеющего разряда. Выделяются прикатодные слои разряда и положительный столб:

1) Катодный слой. Для него характерна максимальная концентрация ионов и ее резкое изменение в сторону анода, а также практически линейный спад напряженности электрического поля. Здесь электроны ускоряются в сторону анода, однако их энергии еще недостаточно для ионизации нейтральных частиц, поэтому в этой области не наблюдается резкого увеличения концентрации электронов.

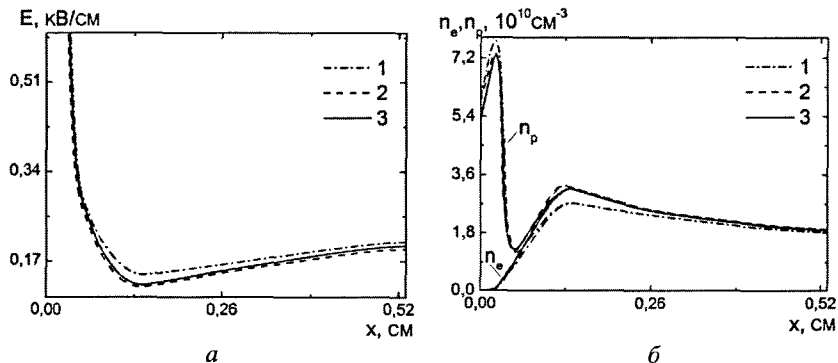


Рис. 2. Продольное распределение *а* – напряженности электрического поля (низкополевая область), и *б* – концентраций заряженных частиц в тлеющем разряде в аргоне при различной записи длины ионизационного пробега в скорости ионизации;

1 – соотношение (4) при $\sigma_i \cong 10^{-17} \text{ см}^2$; 2 – соотношение (4) при σ_i из (5);
3 – соотношение (6).

Из рис. 1 и 2 видно, что учет нелокальной зависимости скорости ионизации от напряженности электрического поля приводит к увеличению максимума концентрации ионов в КС.

2) Области отрицательного свечения и фарадеева темного пространства. Важной особенностью учета нелокальной зависимости скорости ионизации от напряженности электрического поля является образование областей ОС и ФТП, то есть в отличие от локальной зависимости скорости ионизации от напряженности электрического поля КС не переходит непосредственно в ПС, а наблюдаются переходные области.

В области ОС происходит интенсивное размножение заряженных частиц, и их концентрация достигает максимума, благодаря электронам, которые приходят из катодного слоя с энергией достаточной для ионизации нейтральных молекул. Напряженность электрического поля в этой области достигает минимума и поэтому приток энергии к электронам приближается к нулю. В области ФТП средняя энергия электронов уже настолько мала, что возбуждения и ионизации нейтральных частиц не происходит. Здесь концентрации электронов и ионов начинают уменьшаться, а напряженность электрического поля, достигнув минимума, начинает слабо возрастать в сторону анода.

При сравнении использованных в выражениях (1), (2) для нелокальной зависимости скорости ионизации от напряженности электрического поля E^* соотношений длины ионизационного пробега, видно, что подстановка функциональной зависимости длины ионизационного пробега от напряженности электрического поля E , (соотношение (6), а также (4) совместно с (5)) по сравнению с постоянной зависимостью длины ионизационного пробега ((4) при $\sigma_i \cong 10^{-17} \text{ см}^2$) наблюдается бó льшее значение концентрации электронов и меньшее значение напряженности электрического поля в областях ОС и ФТП.

3) Область положительного столба. Здесь концентрации электронов и ионов практически равны и происходит их незначительное убывание в сторону анода, при этом напряженность электрического поля слабо возрастает.

Таким образом, учет нелокальной зависимости скорости ионизации от напряженности электрического поля позволяет описать наблюдаемые экспериментальные распределения концентраций электронов, ионов и напряженности электрического поля в прикатодной области тлеющего разряда.

В третьей главе диссертации для исследования влияния продольной диффузии зарядов вдоль тока сформулирована самосогласованная диффузионно-дрейфовая модель тлеющего разряда, учитывающая нелокальную зависимость коэффициента Таунсенда от напряженности электрического поля. Она включает уравнения непрерывности для электронного и ионного потоков с учетом дрейфовых и диффузионных слагаемых и уравнение Пуассона для электрического потенциала φ :

$$\frac{d\Gamma_e}{dx} = \alpha_{ion}^* |\Gamma_e| - \beta n_e n_p, \quad \frac{d\Gamma_p}{dx} = \alpha_{ion}^* |\Gamma_e| - \beta n_e n_p, \quad (18)$$

$$\Gamma_e = -n_e \mu_e E - D_e \frac{dn_e}{dx}, \quad \Gamma_p = n_p \mu_p E - D_p \frac{dn_p}{dx}, \quad (19)$$

$$\frac{dE}{dx} = \frac{q_e}{\varepsilon_0} (n_e - n_p), \quad \frac{d\varphi}{dx} = -E, \quad (20)$$

$$\alpha_{ion}^* = A p \exp(-B p / |E^*|), \quad (21)$$

$$q_e \Gamma_p|_0 = j_0, \quad q_e \Gamma_e|_0 = \frac{j_0}{(\gamma+1)}, \quad \varphi|_0 = 0, \quad n_p|_L = 0, \quad q_e \Gamma_e|_L = j_0, \quad \frac{dn_e}{dx}|_L = 0. \quad (22)$$

Здесь: Γ_e, Γ_p – потоки электронов и положительно заряженных ионов, соответственно; D_e, D_p – коэффициенты диффузии электронов и ионов, соответственно.

Численное моделирование диффузионных процессов в тлеющем разряде связано с появлением «счетной» диффузии, которая в конечном итоге может исказить характер распределения параметров плазмы вдоль разрядного промежутка, поэтому для решения системы уравнений (18)-(21) с граничными условиями (22) применен модифицированный метод продолжения решения по параметру, который включает сведение к последовательности задач Коши для решения линеаризованной граничной задачи. Он предполагает представление

исходной задачи в форме системы дифференциальных уравнений первого порядка, что ограничивает возможность возникновения «счетной» диффузии.

Алгоритм модифицированного метода продолжения решения по параметру применительно к задаче (18)-(22) заключается в следующем:

1) на первом шаге решается нелинейная задача Коши с учетом граничных условий на аноде по неявной двухточечной схеме Рунге-Кутты 4 порядка:

$$\frac{\bar{Z}_{n+1} - \bar{Z}_n}{h} = \frac{1}{2}(\bar{k}_1 - \bar{k}_2), \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \bar{k}_1 &= \bar{f}(x_n + a_0 h, \bar{Z}_n + a_1 h \bar{k}_1 + a_2 h \bar{k}_2) = \bar{f}(x, \bar{Z}, \bar{k}_1, \bar{k}_2), \\ \bar{k}_2 &= \bar{f}(x_n + b_0 h, \bar{Z}_n + b_1 h \bar{k}_1 + b_2 h \bar{k}_2) = \bar{f}(x, \bar{Z}, \bar{k}_1, \bar{k}_2), \end{aligned} \quad (24)$$

$$a_0 = \frac{1}{2} - \frac{\sqrt{3}}{6}, \quad a_1 = \frac{1}{4}, \quad a_2 = \frac{1}{4} - \frac{\sqrt{3}}{6}, \quad b_0 = \frac{1}{2} + \frac{\sqrt{3}}{6}, \quad b_1 = \frac{1}{4} + \frac{\sqrt{3}}{6}, \quad b_2 = \frac{1}{4}.$$

Здесь \bar{Z} – искомые функции, h – шаг интегрирования, а для определения коэффициентов $\bar{K} = (\bar{k}_1, \bar{k}_2)^T$ необходимо на каждом шаге решать неявную систему алгебраических уравнений. Для этого применяется метод Ньютона.

2) После нахождения начального приближения (решения нелинейной задачи Коши) формулируется граничная задача для метода продолжения по параметру. Для этого:

– Определяется невязка \bar{S} вектора, полученного при решении нелинейной задачи Коши \bar{b}^0 и вектора граничных условий на катоде \bar{Z}_k (22):

$$\bar{S} = \bar{b}^0 - \bar{Z}_k, \quad (25)$$

– Вводится параметр $\varepsilon \in [0,1]$, причем ε_i выбирается в виде $\varepsilon_i = i/N$, где N достаточно большое число, порядка 10^3 , $i = 0,1,\dots,N$, то есть $\varepsilon = 0$ при $i = 0$ и $\varepsilon = 1$ при $i = N$.

– Формируется вектор значений граничных условий на катоде, зависящий от параметра в виде $\bar{Z}_\varepsilon = \bar{b}^0 - \varepsilon_k(\bar{b}^0 - \bar{Z}_k)$, то есть (22) преобразуется к виду:

$$q_e \Gamma_p|_0 = \Gamma_p^0 + \varepsilon \left(\frac{j_0}{1+\gamma} - \Gamma_p^0 \right), \quad q_e \Gamma_e|_0 = \Gamma_e^0 + \varepsilon \left(\frac{j_0}{1+\gamma} - \Gamma_e^0 \right), \quad \varphi|_0 = \varphi^0 - \varepsilon \varphi^0. \quad (26)$$

Таким образом, при $\varepsilon = 0$ получается $\bar{Z}_\varepsilon = \bar{b}^0$, то есть решение краевой задачи совпадает с решением нелинейной задачи Коши. При $\varepsilon = 1$ получается $\bar{Z}_\varepsilon = \bar{Z}_k$, то есть нелинейная краевая задача, которая идентична исходной. Для решения нелинейной граничной задачи методом сведения к последовательности задач Коши необходимо линеаризовать уравнения. Введя обозначение для фазового вектора $\bar{W} = (\Gamma_e, n_e, n_p, E, \varphi)$, линеаризованная система (18)-(21) может быть представлена в виде

$$\frac{d\bar{W}}{dx} = \frac{\partial \bar{F}}{\partial \bar{W}_0} \bar{W} + \left(\bar{F}(\bar{W}_0) - \frac{\partial \bar{F}}{\partial \bar{W}_0} \bar{W}_0 \right). \quad (27)$$

Здесь \bar{F} – вектор правых частей системы (18)-(20), выражение в скобках – свободный член, не зависящий от текущих значений \bar{W} . Система (27) на каждом

шаге по параметру ε решается методом последовательных приближений по схеме (23)-(24). В качестве \bar{W}_0 берется решение с предыдущего шага по параметру ε .

Для примера расчета предполагалось, что тлеющий разряд поддерживается в молекулярном азоте между параллельными пластинами, расположенными на расстоянии L от 1 до 15 см при давлениях p от 1 до 30 Торр. Результаты представлены на рис. 3 и 4.

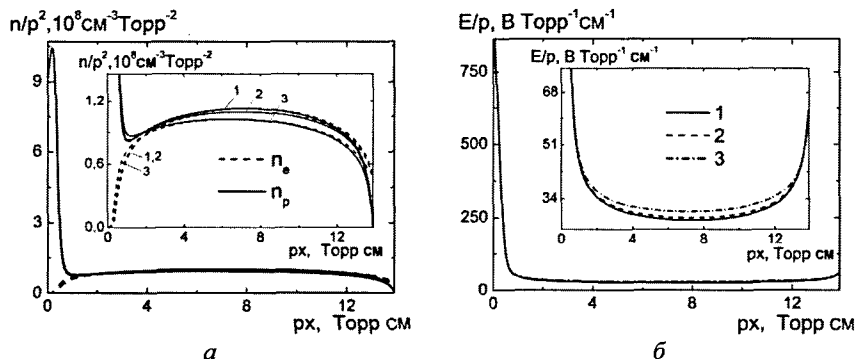


Рис.3. Продольное распределение a – концентраций заряженных частиц и b – напряженности электрического поля в тлеющем разряде в азоте при локальной зависимости коэффициента Таунсенда от напряженности электрического поля; 1 – без диффузии, 2 – с учетом диффузии, 3 – с учетом искусственно завышенной диффузии электронов в 5 раз.

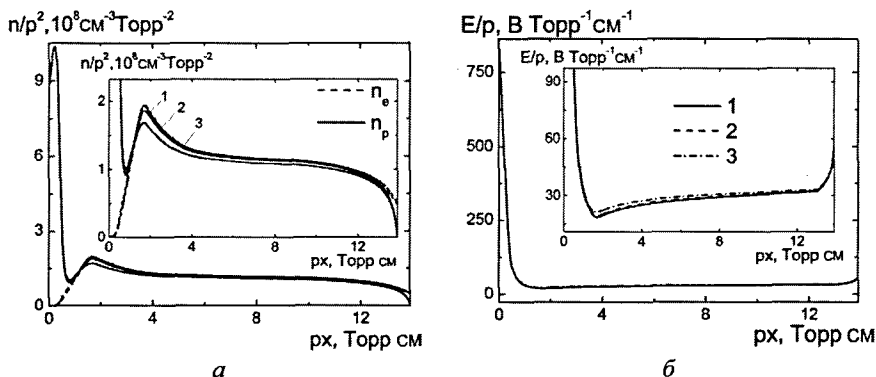


Рис.4. Продольное распределение a – концентраций заряженных частиц и b – напряженности электрического поля в тлеющем разряде в азоте при нелокальной зависимости коэффициента Таунсенда от напряженности электрического поля; 1 – без диффузии, 2 – с учетом диффузии, 3 – с учетом искусственно завышенной диффузии электронов в 5 раз.

Видно, что при учете локальной зависимости коэффициента Таунсенда от напряженности электрического поля не образуются области ОС и ФТП. КС непосредственно переходит в ПС. Продольная диффузия зарядов проявляется в области ПС и примыкающей к нему области анодного пространства.

При нелокальной зависимости коэффициента Таунсенда от напряженности электрического поля образуются области ОС и ФТП, при этом продольная диффузия зарядов наиболее сильно проявляется в областях ОС и ФТП.

Выявлено, что увеличение плотности тока приводит к увеличению роли диффузии в областях разряда. Кроме того, при варьировании давления от 1 до 30 Торр для указанной модели хорошо выполняются законы подобия.

В четвертой главе диссертации описан экспериментальный стенд, специально созданный для исследования распределения потенциала вдоль разрядной камеры и для проверки результатов теоретических исследований по предложенной в данной работе методике. Он состоит из систем электрического питания, водоснабжения, разрядной камеры, аппаратуры для измерений давления, тока, напряжения и потенциала электрического поля.

Разрядная камера, состоящая из водоохлаждаемого катода и анода, кварцевой разрядной трубки КРТ и подвижного зонда, показана на рис. 5 а. Подвижный зонд, состоящий из вольфрамовой проволоочки (1) диаметром 0,05 мм и изолирующего кварцевого капилляра диаметром 1 мм (2), вводится в разрядную трубку через вставленную в анод вспомогательную кварцевую трубочку диаметром 2 мм (рис. 5 б).

В данной главе также изложена методика проведения эксперимента, обработки результатов и дана оценка погрешностей измерений.

Приведено сравнение экспериментальных и теоретических результатов (рассчитанных по модели (18)-(22)) по исследованию продольного распределения потенциала плазмы в воздухе при давлении 1 Торр и разрядном токе 45 мА. Результаты представлены на рис.6.

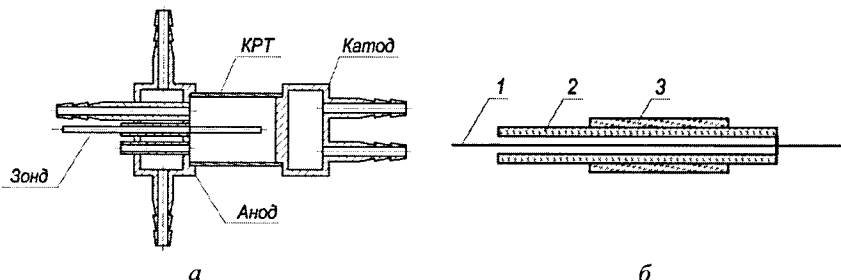


Рис. 5. а – принципиальная схема осевого разреза разрядной камеры для зондовых исследований; б – конструктивная схема зонда (1 – вольфрамовая проволоочка, 2 – изолирующий кварцевый капилляр, 3 – кварцевая трубка).

Результаты экспериментального и теоретического исследований (для локальной и нелокальной модели) при рабочих давлениях в камере для тлеющего разряда в воздухе при давлении 1 Торр представлены на рис.6. При

измерениях напряжение на трубке составляло 350 В. Как видно из рис. 6 практически все это напряжение падает в катодном слое, толщина которого 0.2 см, что достаточно хорошо описывает как локальная, так и нелокальная модели.

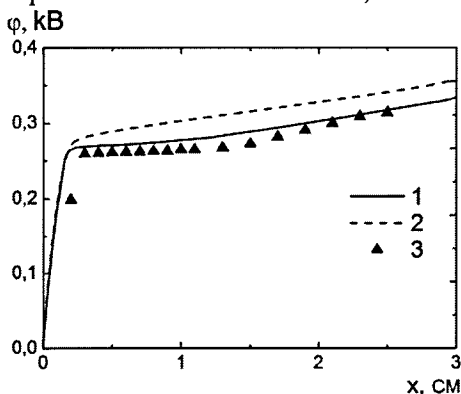


Рис.6. Продольное распределение потенциала вдоль оси разрядной камеры; 1 – расчет по модели (18)–(22) с учетом нелокальной зависимости коэффициента Таунсенда от напряженности электрического поля, 2 – расчет по модели (18)–(22) с локальной зависимостью коэффициента Таунсенда от напряженности электрического поля, 3 – эксперимент).

Однако, далее на экспериментально полученном профиле потенциала наблюдается участок его слабого изменения до 1.2 см от катода, что достаточно хорошо согласуется с расчетом по нелокальной модели и не наблюдается при расчете по локальной модели. Затем, начиная с этих расстояний, восстанавливается прямое поле до анода. При расчете же по локальной модели за катодный слой, то есть, начиная с расстояния 0.2 см, наблюдается прямое поле до анода.

Таким образом, нелокальная модель достаточно точно описывает экспериментальный характер распределения потенциала по сравнению с локальной моделью.

ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

1. Сформулирована дрейфовая модель тлеющего разряда с нелокальной зависимостью скорости ионизации от напряженности электрического поля. Система уравнений модели сведена к дифференциальному уравнению второго порядка относительно квадрата напряженности электрического поля с линейными граничными условиями на катоде и аноде. Двухточечная граничная задача решена методом продолжения решения по параметру с совместным применением метода квазилинеаризации и прогонки для разностной задачи. В результате численного решения граничной задачи для тлеющего разряда в аргоне при межэлектродном расстоянии $L=2$ см, давлении $p=7$ Торр и

плотности тока на электродах $j_0=10.5\text{mA}/\text{cm}^2$ получены распределения вдоль разрядного промежутка концентраций электронов, положительных ионов и напряженности электрического поля. Показано наличие областей отрицательного свечения и фарадеева темного пространства с характерными для них максимумом концентрации электронов и минимумом напряженности электрического поля. Выявлено, что ответственной за образование этих областей является именно нелокальная зависимость коэффициента Таунсенда от напряженности электрического поля.

2. Предложена диффузионно-дрейфовая модель тлеющего разряда, учитывающая нелокальную зависимость коэффициента Таунсенда от напряженности электрического поля. Система уравнений модели решена с помощью модифицированного метода продолжения решения по параметру с совместным применением метода квазилинеаризации и неявной схемы Рунге-Кутты 4 порядка для решения последовательности задач Коши. Этот метод позволяет значительно ограничить возможность возникновения «счетной» диффузии. Численное решение было проведено для тлеющего в разряда в азоте в диапазоне давлений p от 1 до 30 Торр и длинах разрядного промежутка L от 1 до 15 см. В результате численного решения системы уравнений модели получены распределения концентраций электронов и положительных ионов, напряженности и потенциала электрического поля вдоль разрядного промежутка. Выявлено влияние продольной диффузии зарядов вдоль тока на параметры тлеющего разряда во всех его областях. Показано, что роль продольной диффузии в формировании распределения параметров разряда зависит от величины плотности тока. Кроме того, модель удовлетворяет законам подобия и позволяет описать разряды, как с малым ($L \sim 1$ см), так и с большим межэлектродным расстоянием ($L \sim 15$ см).

Выявлено, что напряженность электрического поля на катоде зависит от коэффициента вторичной электронной эмиссии.

3. Создан экспериментальный стенд для исследования характеристик тлеющего разряда в воздухе при низких (от 1 до 5 Торр) давлениях и межэлектродным расстоянием $L=3$ см. Изучено распределение потенциала электрического поля вдоль разрядной камеры зондовым методом. Результаты теоретических расчетов по исследованию распределения характеристик тлеющего разряда с нелокальной зависимостью скорости ионизации от напряженности электрического поля удовлетворительно согласуются как с результатами собственных экспериментов, так и с результатами других авторов.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ

Работы, опубликованные в рецензируемых журналах, рекомендованных ВАК

1. Сайфутдинов А.И. Численное моделирование областей отрицательного свечения и фарадеева темного пространства в тлеющем разряде / Сайфутдинов А.И., Тимеркаев Б.А // Вестник КГТУ им. А.Н. Туполева, 2011, №2, - С. 109-114.
2. Сайфутдинов А.И. Нелокальная модель продольной структуры тлеющего разряда и роль диффузии зарядов вдоль тока / Сайфутдинов А.И., Тимеркаев Б.А // Вестник КГТУ им. А.Н. Туполева, №2, 2012, С.188-193.

3. Сайфутдинов А.И. Дрейфовая модель тлеющего разряда с учетом нелокального значения напряженности электрического поля в источнике ионизации / Сайфутдинов А.И., Тимеркаев Б.А. // Инженерно-физический журнал, Том 85, №5, 2012, С.1104-1109. (Saifutdinov A.I. Drift model of a glow discharge with account for the nonlocal value of the electric field strength in the ionization source / Saifutdinov A.I., Timerkaev B.A. // Journal of Engineering Physics and Thermophysics, Vol. 85, No. 5, 2012, P. 1202-1207).

Работы, опубликованные в других изданиях и материалах конференций

4. Сайфутдинов А.И. Численное моделирование стационарных процессов в плазме прикатодной области тлеющего разряда // Материалы конференции Международной молодежной научной конференции XVIII Туполевские чтения, 2010. - Том 2, - С.114-116.
5. Сайфутдинов А.И. Нелокальный учет ионизационных процессов в прикатодной области тлеющего разряда // Материалы конференции Международной молодежной научной конференции XIX Туполевские чтения 2011.- Том 1. - С.372-374.
6. Сайфутдинов А.И., Тимеркаев Б.А. Дрейфовая модель тлеющего разряда с учетом нелокальной ионизации // Сборник статей 11 международной научно-практической конференции «Фундаментальные и прикладные исследования. Разработка и применение высоких технологий в промышленности», Санкт-Петербург, 2011. – Том № 3. – С.160-161.
7. Сайфутдинов А.И., Тимеркаев Б.А. Учет «предыстории» электронов в коэффициенте Таунсенда при моделировании прикатодной области тлеющего разряда в аргоне // Материалы Всероссийской (с международным участием) конференции «Физика низкотемпературной плазмы – 2011» в 2-х т., – Петрозаводск: Изд-во ПетрГУ, 2011, Том 1, С. 56–59.
8. Сайфутдинов А.И. Роль диффузии зарядов вдоль тока в модели тлеющего разряда с учетом нелокальной ионизации // Материалы конференции Международной молодежной научной конференции XX Туполевские чтения, 2012 г.– Том 1, С. 364–366.
9. Сайфутдинов А.И. Модифицированный метод продолжения решения по параметру в задаче о продольной структуре тлеющего разряда с учетом нелокальной ионизации // Материалы конференции Международной молодежной научной конференции XX Туполевские чтения, 2012 г., – Том 1, С.366-367.
10. Sayfutdinov A.I. Modelling of the cathode region of glow discharge with a non-local ionization / Sayfutdinov A.I., Timerkaev B.A. // VII International Conference Plasma Physics and Plasma Technology, Minsk, Belarus, 2012, Vol. 1, P.124-127.

Формат 60x84 1/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.
Усл. печ. л. 0,93. Тираж 100. Заказ Б 43.

Типография КНИТУ-КАИ. 420111, Казань, К. Маркса, 10